

assorbenti, oscurando le finestre presenti nella stanza e spegnendo le luci) per verificare l'approssimativa indipendenza dell'apparato dalle due situazioni. Eventuali infiltrazioni esterne nel rivestimento assorbente delle *slab* sono state riparate con dello scotch isolante nero.

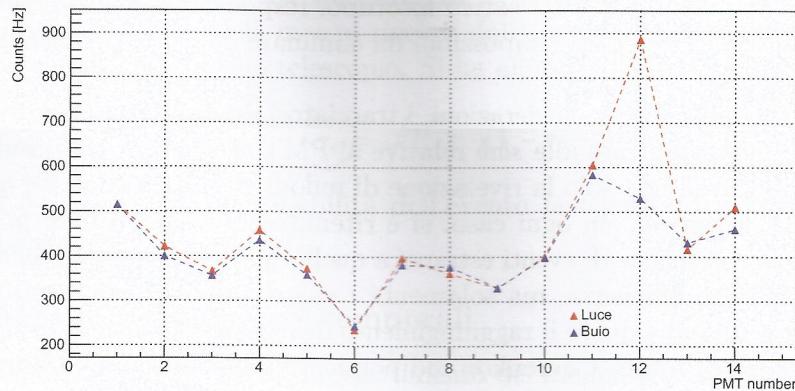


Figura 2: Situazione alla prima presa dati: è evidente la presenza di qualche difetto nell'involucro del fotomoltiplicatore nr. 12 che permette l'ingresso della radiazione ambientale.

1.2 Studio dell'efficienza dei fotomoltiplicatori

Lo scopo di questa fase consiste nella determinazione dell'efficienza dei 14 fotomoltiplicatori presenti nell'apparato sperimentale. Il comportamento di un generico fotomoltiplicatore, infatti, dipende dalla tensione a cui lo stesso è alimentato: al crescere della tensione, l'efficienza di rivelazione aumenta sino a saturare ad un valore massimo, raggiungendo dunque il regime di *plateau*. Una volta individuato in quale intervallo di tensioni ciascun fototubo satura, il *set-up* sperimentale ottimale prevede che ciascuno di essi venga alimentato al valore minimo possibile della tensione. La condizione di *plateau* è importante per assicurare la massima efficienza di rivelazione possibile, evitando di perdere alcuni eventi che, applicando tensioni troppo basse, non sarebbero rivelati; una volta raggiunto il *plateau*, un aumento della tensione di alimentazione coincide solamente con un incremento di rumore. Risulta dunque importante applicare la minima tensione possibile, massimizzando di conseguenza il rapporto segnale-rumore.

L'efficienza di rivelazione corrisponde alla quantità

$$\varepsilon = \frac{T \wedge PMT}{T} ,$$

dove T corrisponde al numero di eventi rivelati dal cosiddetto *telescopio*, o *trigger*, mentre $T \wedge PMT$ corrisponde alla quantità di eventi rivelati dal fototubo in esame in coincidenza con il telescopio. Il *trigger* prevede l'utilizzo di due *slab* esterne (G = grande, P = piccola) poste in coincidenza di volta in volta con alcuni fototubi dell'apparato, differenti da quello momentaneamente esaminato.

La disposizione del telescopio influenza notevolmente il numero di eventi T tramite i quali si calcola l'efficienza dei diversi fotomoltiplicatori. Ai fini dell'esperimento, l'unica efficienza interessante è relativa alla rivelazione dei raggi cosmici tramite i consueti processi di eccitazione degli atomi del materiale plastico delle *slab*. Tuttavia, questa procedura è stata disturbata dalla presenza delle guide di luce di raccordo tra un capo della *slab* e il relativo fototubo, responsabili dell'insorgere di numerosi eventi di tipo Cherenkov, impossibili da eliminare del tutto a causa della geometria del sistema.

In virtù di queste considerazioni, i tracciatori esterni G e P sono stati posizionati sempre parallelamente alle *slab* relative ai PMT esaminati¹: in questo modo, l'efficienza riguarda non solo la rivelazione di muoni cosmici, ma anche quella di eventi di tipo Cherenkov. In ogni caso, si è ritenuta comunque valida la procedura, in quanto la rivelazione di eventi estranei a quelli di interesse non modifica l'andamento della curva di efficienza, ma solamente i valori assunti dalla stessa, permettendo comunque di individuare il raggiungimento del regime di *plateau*: ci si aspetta infatti un numero di fotoni Cherenkov indipendente dalla tensione di alimentazione dei PMT.

In base al PMT studiato, il telescopio corrisponde ad una delle seguenti configurazioni:

- **configurazione 1:** per lo studio dei PMT numero 1, 2, 5, 6, 7, 8, 9 e 10 i tracciatori G e P sono messi in coincidenza con i PMT numero 3 e 4 (relativi alla *slab* più bassa), cioè

$$T = G \wedge P \wedge PMT3 \wedge PMT4 ;$$

- **configurazione 2:** per lo studio dei PMT numero 3 e 4 i tracciatori G e P sono messi in coincidenza con i PMT numero 1, 2, 5, 6, cioè

$$T = G \wedge P \wedge PMT1 \wedge PMT2 \wedge PMT5 \wedge PMT6 ;$$

- **configurazione 3:** le *slab* laterali sono state momentaneamente tolte dalla loro posizione originale per essere appoggiate, sovrapposte nella stessa direzione e alternate in verso, su sgabelli di eguale altezza. In questo modo, per lo studio dei PMT 11 e 12, posizionati nello stesso verso, i tracciatori G , appoggiato sopra la prima delle quattro slab, e P , appoggiato a terra, sono stati messi in coincidenza con i PMT numero 13 e 14, anch'essi orientati nello stesso verso, opposto ai precedenti. In questo caso:

$$T = G \wedge P \wedge PMT13 \wedge PMT14 ;$$

- **configurazione 4:** questa configurazione coincide con la numero 3, a patto di invertire i ruoli dei PMT 11 e 12 con quelli dei PMT 13 e 14.

In appendice sono riportati i grafici relativi allo studio di tutti i 14 fotomoltiplicatori, sia per quanto riguarda la stima delle efficienze da vicino e da lontano, sia per quanto riguarda i conteggi da vicino.

¹ G sopra la prima slab, P appoggiata a terra.

$$\varepsilon = \frac{N}{T}$$

$$\sqrt{\frac{T}{T^2} \left(1 - \frac{N}{T}\right)} = \sqrt{\frac{N}{T^2} \left(1 - \frac{N}{T}\right)}$$

$$\sqrt{\frac{N}{T^2} \left(\frac{T-N}{T}\right)} = \sqrt{\frac{N(T-N)}{T^2}}$$

Menzione a parte merita la scelta di come calcolare l'errore relativo a queste efficienze. Si è concordato² che l'opzione migliore fosse quella di considerare privo di errore il valore di eventi rilevati dal telescopio T , assumendo questo come il numero totale di prove effettuate dall'apparato; il numero di eventi in coincidenza $T \wedge PMT$ è invece ciò che contribuisce all'incertezza, secondo la distribuzione binomiale, di cui si conosce la formula della varianza. In altre parole, ci si domanda quale sia il numero di eventi favorevoli, ovvero rivelati dall'apparato in coincidenza, rispetto a quelli totali rivelati dal solo telescopio. Si ha allora che

$$\sigma_{\varepsilon_{PMT}} = \sqrt{T \cdot \varepsilon \cdot (1 - \varepsilon)}$$

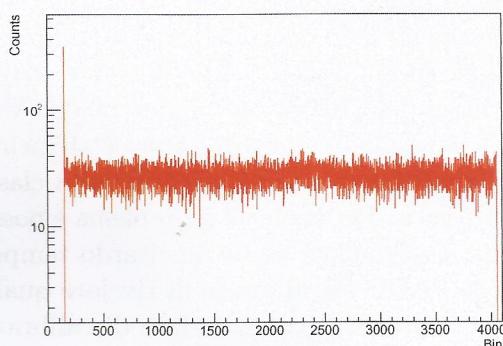
$$\sqrt{\frac{T}{N^2} \left(1 - \frac{N}{T}\right)} = \sqrt{\frac{1}{N} \left(1 - \frac{N}{T}\right)}$$

dove si è assunta come probabilità dell'evento favorevole il valore sperimentale dell'efficienza stessa ε .

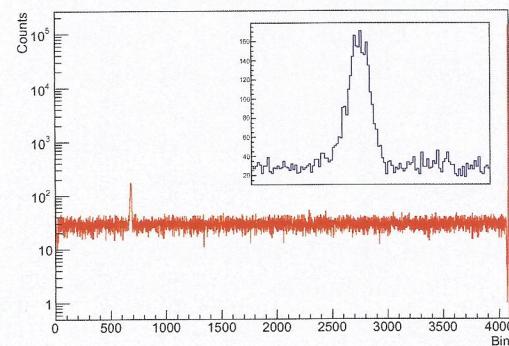
1.3 Misure di differenze temporali

L'acquisizione della curva di decadimento dei muoni necessita di una procedura per la misura di intervalli temporali tramite un modulo Time to Amplitude Converter (TAC) e un modulo Analog to Digital Converter (ADC) per la conversione digitale. Le proprietà desiderate della catena elettronica devono essere opportunamente verificate prima di eseguire una procedura di calibrazione che permetta di associare un canale del multicanale ad un ben preciso valore temporale.

Inizialmente si è verificato il corretto comportamento della catena TAC + ADC rispetto a una distribuzione uniforme di ritardi temporali, ovvero generando due treni di segnali scorrelati da mandare in input alle entrate di START e STOP del TAC; ci si aspetta dalla raccolta di un numero statisticamente rilevante di dati una distribuzione perfettamente piatta. L'apparato dispone di due modelli differenti di TAC, nr. 437 e nr. 467: in figura 3 è possibile osservare i risultati di una prima acquisizione.



(a) Nr. 437



(b) Nr. 467

Figura 3: Prima analisi dello spettro di ritardi temporali generati uniformemente; si nota nella figura (b) la presenza di un picco di eventi indesiderato nei pressi del canale 700.

²C. Grupen, B. Shwartz, *Particle Detectors*, Second Edition, Cambridge, pagina 65.

2 Operazioni preliminari alla presa dati

2.1 Conteggi in coincidenza

La fase di studio successiva consiste nel raccogliere i conteggi in coincidenza tra varie *slab* e conseguentemente ottimizzare i valori di tensione applicata ai fotomoltiplicatori al fine di ottenere valori uniformi tra loro e in linea con le previsioni teoriche (vedi appendice A). Innanzitutto, si sono scelti i seguenti valori di tensione dei PMT: Si sono quindi raccolti i dati di varie coincidenze, prima senza e poi

PMT	HV [V]	Frequenza [Hz]
1	1860	109
2	1940	91
3	1930	100
4	1920	121
5	1890	121
6	1950	105
7	1770	123
8	1890	173
9	1670	128
10	1810	101
11	1750	124
12	1840	82
13	1960	86
14	1800	197

Tabella 1: Tensione finale applicata ai fotomoltiplicatori. L'incertezza associata a ciascuna frequenza è di 1 Hz. Le tensioni scelte garantiscono la condizione di *plateau* sia vicino sia distante rispetto al fototubo.

sovrapponendo il piombo, per testare la diminuzione di eventi rivelati in presenza delle lastre, e verificare che la geometria dell'apparato fosse consistente con il numero di eventi raccolti. I simboli L e R indicano rispettivamente $L = 14 \wedge 11$ e $R = 12 \wedge 13$, e insieme alla coppia di PMT 3 e PMT 4 (cioè, S5) formano la cosiddetta *scatola*, utile per i circuiti di START e STOP, analizzati nel paragrafo successivo.

Coincidenze	Frequenza senza Pb [Hz]	Frequenza con Pb [Hz]
S1 (PMT1 \wedge PMT2)	60.6 ± 0.8	52.0 ± 0.7
S2 (PMT9 \wedge PMT10)	64.1 ± 0.8	60.0 ± 0.8
S3 (PMT7 \wedge PMT8)	77.2 ± 0.9	75.1 ± 0.9
S4 (PMT5 \wedge PMT6)	63.4 ± 0.8	61.5 ± 0.8
S5 (PMT3 \wedge PMT4)	61.1 ± 0.8	60.3 ± 0.8
S1 \wedge S2	39.0 ± 0.6	36.2 ± 0.6
S2 \wedge S3	37.9 ± 0.6	36.4 ± 0.6
S3 \wedge S4	37.5 ± 0.6	36.3 ± 0.6
S4 \wedge S5	36.0 ± 0.6	35.3 ± 0.6
S1 \wedge S3	29.2 ± 0.5	26.9 ± 0.5
S1 \wedge S4	22.9 ± 0.5	21.0 ± 0.5
S1 \wedge S5	17.7 ± 0.4	16.0 ± 0.4
S1 \wedge S2 \wedge S3	29.1 ± 0.5	27.5 ± 0.5
S2 \wedge S3 \wedge S4	28.7 ± 0.5	27.8 ± 0.5
S3 \wedge S4 \wedge S5	28.6 ± 0.5	27.6 ± 0.5
S1 \wedge S2 \wedge S3 \wedge S4	21.8 ± 0.5	21.8 ± 0.5
S2 \wedge S3 \wedge S4 \wedge S5	20.8 ± 0.5	21.0 ± 0.5
S1 \wedge S2 \wedge S3 \wedge S4 \wedge S5	16.7 ± 0.4	16.7 ± 0.4
S1 \wedge S2 \wedge L	8.9 ± 0.3	8.8 ± 0.3
S1 \wedge S2 \wedge R	8.4 ± 0.3	7.7 ± 0.3
S3 \wedge S4 \wedge L	7.5 ± 0.3	8.0 ± 0.3
S3 \wedge S4 \wedge R	9.2 ± 0.3	9.3 ± 0.3
S1 \wedge $(\overline{S5} \vee \overline{L} \vee \overline{R})$ (veto)	51.3 ± 0.7	43.2 ± 0.7

Tabella 2: Coincidenze. Si noti che nell'ultima misura si è utilizzato il voto per negare il segnale, in quanto esso è risultato più efficiente dell'uscita negata dei discriminatori nell'individuare il segnale voluto.

| Spese

2.2 Costruzione del circuito

A questo punto, dopo tutte le verifiche necessarie, e dopo aver ripetuto le prove di luce-buio³, si sono costruiti i circuiti di START e di STOP, per la rivelazione dei muoni cosmici. Si rende però necessario fare una premessa: potendo utilizzare nella costruzione del circuito segnali negati o di voto, dopo alcune prove si è optato per la seconda possibilità, avendo cura di temporizzare bene le coincidenze, ossia facendo in modo che il segnale di voto rendesse effettivamente cieco l'apparato. In questo passaggio il segnale di voto è stato ritardato e allargato cosicché contenesse il segnale del PMT in coincidenza.

Per il segnale di START, corrispondente al muone che entra dall'alto e non esce dalla *scatola*, si è partiti considerando varie possibilità; il miglior compromesso, che generasse un segnale sufficientemente pulito ma con una rate di conteggio non troppo bassa, si è rivelato essere il segnale $S1 \wedge S2 \wedge \overline{S5} \vee \overline{L} \vee \overline{R}$, la cui rate in coincidenza è 6.6 Hz. Il segnale di STOP corrisponde invece all'avvenuto decadimento e rivelazione

³Si è notato un eccesso di segnale proveniente da una zona della *slab* superiore, subito risolto con dello scotch isolante.

I vari contributi possono essere convogliati nella seguente formula, che modellizza lo spettro che si ottiene tramite l'ADC:

$$\frac{dN}{dt} = A^+ e^{-t/\tau^+} + A^- e^{-t/\tau^-} + bkg.$$

Queste due popolazioni vanno ovviamente considerate in maniera separata, sapendo che lo spettro raccolto prevede una prima parte relativa ai μ^- (per $t < 4\tau^-$), una seconda parte relativa ai soli μ^+ (per $4\tau^- < t < 4\tau^+$) ed infine puro fondo (per $t > 4\tau^+$), distinguibili grazie alla calibrazione temporale del sistema TAC+ADC. L'analisi dati si svolge in base ai seguenti step:

1. si definisce un istogramma con 4096 canali, nel quale inserire tutta la statistica raccolta, assegnando a ciascun bin un contenuto pari alla somma dei contenuti del medesimo canale delle varie acquisizioni (in questo caso 3);
2. si stima il fondo come la media tra i contenuti dei bin a partire da quello che, in base alla calibrazione, coincide con $t = 4\tau^+$, e tale valore si sottrae al contenuto di ciascun bin;
3. si definisce la funzione $f(t) = Ae^{-t/\tau}$, dove la variabile indipendente t e τ si riferiscono a grandezze in canali; quindi si esegue un fit dell'istogramma nella regione dei soli μ^+ . Questa operazione permette di ricavare sia la vita media τ^+ che l'abbondanza A^+ dei μ^+ ;
4. al contenuto di ciascun canale dell'istogramma si sottrae il valore assunto dalla funzione suddetta in corrispondenza del centroide di ciascun canale, in modo tale da ricavare la distribuzione dei soli μ^- ;
5. si effettua il fit dell'istogramma risultante, ricavando i parametri relativi ai μ^- .

Questo procedimento presenta tuttavia degli aspetti critici, che sono stati valutati con attenzione. In primo luogo, il fit della regione relativa ai μ^+ riguarda canali dell'istogramma con bassa statistica e questo provoca una notevole fluttuazione dei risultati, in particolare al variare del numero di bin: infatti, i valori della funzione derivante dal primo fit risultano, in molti casi, addirittura maggiori del contenuto dei canali dell'istogramma nella prima parte dello spettro. La conseguenza di ciò è che la successiva sottrazione provoca la formazione di un istogramma per i μ^- con canali a contenuto negativo, assolutamente privo di significato fisico. Tuttavia, lo scopo di questa parte del laboratorio è quello di impostare correttamente l'apparato sperimentale e di trovare una prima misura dei parametri fisici di interesse compatibile con i valori attesi: l'ottimizzazione delle misure sarà oggetto della seconda parte. Per quanto riguarda il rapporto numerico N^+/N^- tra le due popolazioni, la stima è stata ottenuta tramite la seguente formula:

$$\frac{A^+}{A^-} = \left(\frac{\tau^+}{\tau^-}\right)^{-1} \frac{N^+}{N^-} \left(\frac{\Gamma_d}{\Gamma_d + \Gamma_c}\right)^{-1} e^{t^* \left(\frac{1}{\tau^+} - \frac{1}{\tau^-}\right)}$$

dove Γ_d e Γ_c sono rispettivamente le larghezze parziali di decadimento e cattura per entrambe le popolazioni, mentre il termine esponenziale è stato aggiunto per tenere conto del fatto che l'apparato è cieco per un tempo $t^* \sim 150$ ns precedente allo zero.

I raggi cosmici in coincidenza sono quindi dati da questo integrale, moltiplicato per 4, dato che $\varphi \in (0, 2\pi)$ e il problema è simmetrico. Si ottiene quindi:

$$\frac{N'}{N} = 4 \cdot \alpha \cdot T \cdot \left(\int_{-\frac{L}{2}}^{\frac{L}{2}} dx \int_{-\frac{D}{2}}^{\frac{D}{2}} dy \int_0^{\varphi^*} d\varphi \int_0^{\vartheta_1} \cos^2 \vartheta \sin \vartheta d\vartheta + \int_{-\frac{L}{2}}^{\frac{L}{2}} dx \int_{-\frac{D}{2}}^{\frac{D}{2}} dy \int_{\varphi^*}^{\frac{\pi}{2}} d\varphi \int_0^{\vartheta_2} \cos^2 \vartheta \sin \vartheta d\vartheta \right) \simeq 73.89\%.$$

Anche questo valore è in buon accordo con i risultati della simulazione 2D.

Cesare
Verguts

A.2 Simulazione del numero di coincidenze

L'approccio seguito per ogni simulazione è il medesimo: si sono innanzitutto generati N eventi come set di numeri (di cardinalità dipendente dalla dimensione), corrispondenti ai raggi cosmici passanti per la *slab* soprastante, e quindi, con semplici considerazioni geometriche, si sono contati gli eventi passati anche per la *slab* sottostante. Il numero N è stato stimato come il numero di muoni cosmici attesi sulla *slab* soprastante in un tempo di $T = 100$ s, ovvero $N = S \cdot T \cdot 130 = 4758$, ove 130 è il numero di muoni per metro quadro per secondo atteso a livello del mare, secondo il *Particle Data Group*; tuttavia, volendo stimare una percentuale, si è osservato che il numero assoluto N di eventi è ininfluente, purché sufficiente ad avere una buona statistica (ovvero $N > 100$).

Nel caso 3D si è invece variato leggermente l'approccio: dato che, di fatto, gli eventi incidenti sulla *slab* superiore, considerata con il suo spessore di 2.7 cm, possono attraversare il piano della *slab* stessa in un qualunque punto, si sono generati $N = S \cdot T \cdot 130$ eventi su una superficie S maggiore (e si sono effettuate simulazioni per diverse superfici), contando quelli passati per la *slab* sopra, e la percentuale di questi passati in coincidenza anche attraverso la *slab* sottostante.

A.2.1 Caso unidimensionale

L'evento è rappresentato da una coppia (x, ϑ) , con x distribuito uniformemente in $(0, L)$ e ϑ , ovvero l'angolo formato con la verticale, secondo il coseno quadrato in $(-\frac{\pi}{2}, \frac{\pi}{2})$; si simula quindi l'evento di raggio cosmico, andando a cercare la coincidenza verificando l'intersezione tra la retta passante per il punto x e di pendenza nota.

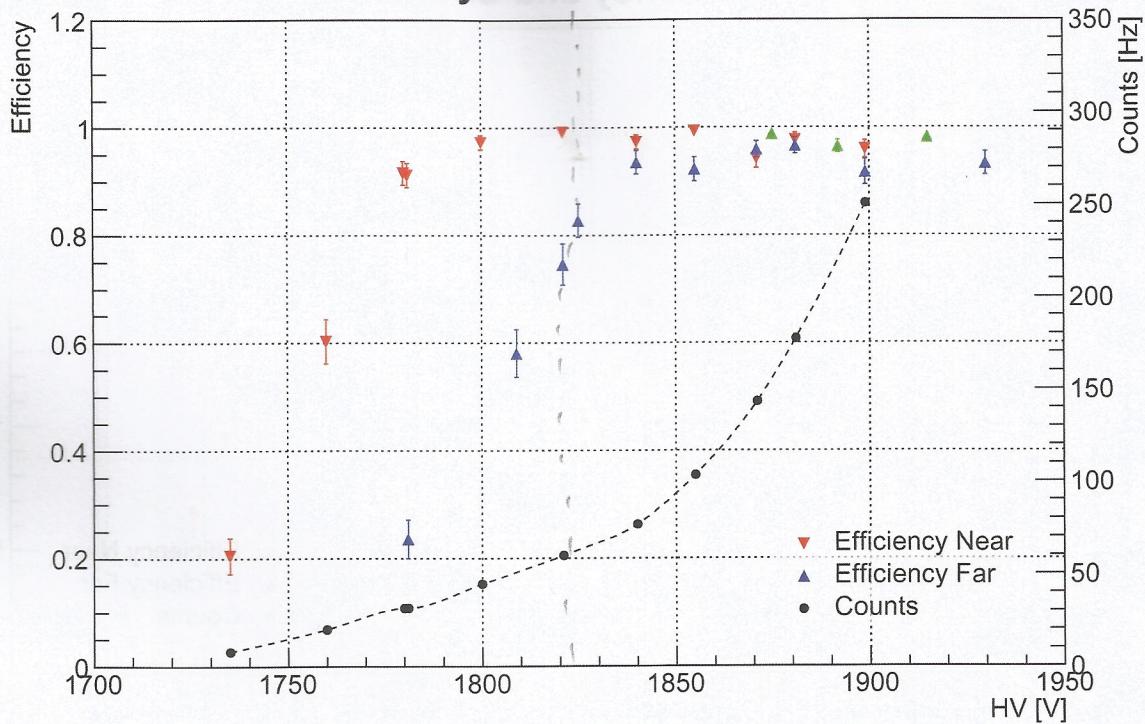
Impostando $N = 4758$, si ottiene che la percentuale in coincidenza, per un valore casuale del seme, è del 97%; variando il seme, tale valore non si discosta molto da quello indicato. Il grafico della simulazione è riportato insieme a quello delle altre simulazioni al termine del paragrafo.

A.2.2 Caso bidimensionale

In questo caso, l'evento è rappresentato da una quaterna numeri $(x, y, \vartheta, \varphi)$, con x distribuito uniformemente in $(0, L)$, y distribuito uniformemente in $(0, D)$, ϑ , l'angolo azimuthale, distribuito secondo il coseno quadrato (moltiplicato per l'angolo solido) in $(0, \frac{\pi}{2})$, e φ , l'angolo nel piano xy , distribuito uniformemente in $(0, 2\pi)$. Sfruttando sempre formule note di geometria analitica, si sono contati gli eventi in coincidenza, su un totale di 4758: in questo caso, si ottiene una percentuale intorno

IND.CAO NEI GAF
 IL VAW U DI HV
 DECISU

Efficiency and Counts for PMT1



Efficiency and Counts for PMT2

